DOI 10.15826/B978-5-7996-3229-8.45

ОЦЕНКА ЭФФЕКТА ЯРКОВСКОГО НА ПРИМЕРЕ АСТЕРОИДА 1685 TORO (1948 OA)

Т. Н. Санникова

Крымская астрофизическая обсерватория Российской академии наук

На примере 1685 Toro получены вековые дрейфы орбитальных элементов и смещение от невозмущенного положения с помощью аналитического решения осредненных уравнений движения астероида в центральном поле тяготения и дополнительного возмущающего ускорения, обратно пропорционального квадрату расстояния от Солнца, в системе отсчета, связанной с радиусом-вектором. Компоненты этого ускорения вычислены на основе теплофизических характеристик 1685 Toro в рамках линейной модели ускорения Ярковского для сферических астероидов.

ESTIMATION OF THE YARKOVSKY EFFECT ON THE EXAMPLE OF THE ASTEROID 1685 TORO (1948 OA)

T. N. Sannikova

Crimean Astrophysical Observatory of RAS

On the example of 1685 Toro, secular drifts of orbital elements and the displacement from the unperturbed position were obtained using the analytical solution of the averaged equations of motion of the asteroid in the central gravitational field and additional perturbing acceleration, inversely proportional to the square of the distance to the Sun, in the frame of reference associated with the radius vector. The components of this acceleration are calculated based on the thermophysical characteristics of 1685 Toro within the framework of the Yarkovsky acceleration linear model for spherical asteroids.

Введение

Эффект Ярковского — это негравитационное возмущение, которое определяется тепловым излучением вращающегося тела, имеющего ненулевую тепловую инерцию. Различают суточный и сезонный эффект. Суточная составляющая возникает вследствие вращения астероида вокруг оси, сезонная — из-за обращения вокруг Солнца.

Рассмотрим движение астероида $\mathcal{A}$ под действием притяжения к Солнцу $\mathcal{S}$ и ускорения Ярковского $\mathbf{P} = \mathbf{P}'/r^2$, где r — гелиоцентрическое расстояние. Введем орбитальную систему отсчета $\mathcal{O}$ с началом $\mathcal{S}$ и осями, направленными по радиусу-вектору, трансверсали и нормали к орбитальной плоскости. Компоненты S, T, W вектора $\mathbf{P}'$ постоянны в системе $\mathcal{O}$ и малы по сравнению с основным ускорением $\varkappa^2/r^2$, где $\varkappa^2$ — произведение постоянной тяготения на массу $\mathcal{S}$.

Модель ускорения Ярковского

На основе линейной модели ускорения Ярковского для сферических астероидов [1] и уравнений [2, формулы (12)] для компонентов этого ускорения в системе $\mathcal{O}$ мы получили выражения для негравитационных параметров

$$\begin{aligned}
A_1 &= \frac{\alpha\Phi(1\text{ а. е.})}{9(1+\chi)}\left\{\left[E_{R'_s}\exp(-i\delta_{R'_s}) + E_{R'_s}\exp(i\delta_{R'_s})\right]\sin^2\gamma + \right.\\
&\qquad\left. + \left[E_{R'_d}\exp(-i\delta_{R'_d}) + E_{R'_d}\exp(i\delta_{R'_d})\right](1+\cos^2\gamma)\right\},\\
A_2 &= \frac{\alpha\Phi(1\text{ а. е.})}{9(1+\chi)}\left\{i\left[E_{R'_s}\exp(-i\delta_{R'_s}) - E_{R'_s}\exp(i\delta_{R'_s})\right]\sin^2\gamma - \right.\\
&\qquad\left. -2i\left[E_{R'_d}\exp(-i\delta_{R'_d}) - E_{R'_d}\exp(i\delta_{R'_d})\right]\cos\gamma\right\},\\
A_3 &= 0,
\end{aligned} \tag{1}$$

которые связаны с компонентами S, T, W соотношениями $A_1 = S/r_0^2$, $A_2 = T/r_0^2$ и $A_3 = W/r_0^2$, где $r_0 = 1$ а. е.

В (1) индекс s соответствует сезонному эффекту Ярковского; d — суточному; γ — наклон оси вращения астероида относительно нормали к плоскости его орбиты; $\alpha = 1 - A$ — коэффициент оптического поглощения; A — альбедо Бонда;

$$\Phi = \frac{\mathcal{E}_\star \pi R^2}{mc}; \quad \chi = \frac{\Theta_s}{\sqrt{2}R'_s}; \quad \Theta_s = \frac{\Gamma\sqrt{\omega_{rev}}}{\epsilon\sigma T_\star^3}; \quad \Gamma = \sqrt{K\rho C}; \quad T_\star = \left(\frac{\alpha\mathcal{E}_\star}{\epsilon\sigma}\right)^{1/4};$$

Γ — тепловая инерция поверхности; $T_\star$ — температура подсолнечной точки; $\mathcal{E}_\star = L_\odot/(4\pi a^2)$ — поток излучения Солнца на гелиоцентрическом расстоянии a; $L_\odot = 3.86 \times 10^{26}$ Вт — светимость Солнца; $c = 299\,792\,458$ м/с — скорость света; $\sigma = 5.670374419 \times 10^{-8}$ Вт $\cdot$ м$^{-2}$ $\cdot$ К$^{-4}$ — постоянная Стефана—Больцмана; m, R, ρ, ϵ, K, C — масса, радиус, объемная плотность, тепловая излучательная способность, теплопроводность и удельная теплоемкость астероида соответственно; $\Phi(1$ а. е.$)$ — коэффициент Φ, вычисленный для расстояния 1 а. е. Далее,

$$R'_s = \frac{R}{l_s}, \quad l_s = \frac{\Gamma}{\rho C\sqrt{\omega_{rev}}}, \quad \omega_{rev} = \frac{2\pi}{P_{rev}}, \quad R'_d = \frac{R}{l_d}, \quad l_d = l_s\sqrt{\frac{\omega_{rev}}{\omega_{rot}}}, \quad \omega_{rot} = \frac{2\pi}{P_{rot}},$$

где P_{rev} — период обращения астероида вокруг Солнца; P_{rot} — период вращения вокруг оси. Амплитуда $E_{R'} = E(\sqrt{2}R')$ и фаза $\delta_{R'} = \delta(\sqrt{2}R')$ определены, как и в [1], соотношениями

$$E_{R'}\exp(i\delta_{R'}) = \frac{A(x)+iB(x)}{C(x)+iD(x)}, \qquad E_{R'}\exp(-i\delta_{R'}) = \frac{A(x)-iB(x)}{C(x)-iD(x)},$$

где $i = \sqrt{-1}$, $x = \sqrt{2}R'$ и вспомогательные функции

$$\begin{aligned}
&A(x) = -(x+2) - e^x[(x-2)\cos x - x\sin x]; \quad B(x) = -x - e^x[x\cos x + (x-2)\sin x];\\
&C(x) = A(x) + \frac{\chi}{1+\chi}\left(3(x+2) + e^x[3(x-2)\cos x + x(x-3)\sin x]\right);\\
&D(x) = B(x) + \frac{\chi}{1+\chi}\left(x(x+3) - e^x[x(x-3)\cos x - 3(x-2)\sin x]\right).
\end{aligned}$$

Уравнения движения

Для поставленной во введении задачи мы провели осредняющую процедуру уравнений движения типа Эйлера и получили уравнения движения в средних элементах в первом порядке малости [3], которые решены аналитически в общем и частных случаях в статье [4]. Поскольку в (1) $A_3 = 0$, то используем частное решение при $S, T \neq 0$, $W = 0$:

$$t = \frac{\varkappa^2}{n_0 T}\left(\frac{\eta_0}{1-\eta_0}\right)^3 [f(\eta) - f(\eta_0)], \;\; f(\eta) = 2\ln\eta + \frac{1}{\eta} - \eta, \;\; \eta = \sqrt{1-e^2}, \;\; \eta_0 = \sqrt{1-e_0^2}, \tag{2}$$

$$a = a_0\left[\frac{\eta_0\,(1-\eta)}{\eta\,(1-\eta_0)}\right]^2, \;\; i = i_0, \;\; \Omega = \Omega_0, \;\; \omega = \omega_0, \;\; M = M_0 + \frac{\varkappa^2 - 2\,S}{T}\left(\eta + \ln\frac{1-\eta}{1-\eta_0} - \eta_0\right),$$

где a — большая полуось; e — эксцентриситет; i — наклон; Ω — долгота восходящего узла; ω — аргумент перицентра; M — средняя аномалия. Индексом 0 отмечены значения элементов в начальную эпоху $t_0 = t(e_0) = 0$.

Решение (2) определено на временах от $-t_1$ до ∞ при $T > 0$ и от $-\infty$ до $-t_1$ при $T < 0$, где

$$t_1 = \frac{\varkappa^2}{n_0 T}\left(\frac{\eta_0}{1-\eta_0}\right)^3 f(\eta_0).$$

Орбитальная эволюция 1685 Toro

Определим для астероида 1685 Toro (1948 OA) числовые значения параметров (1), а затем с помощью решения (2) найдем дрейф большой полуоси за 1 млн лет, а также смещение возмущенного за счет силы Ярковского положения относительно невозмущенного за 1 000 P_{rev} (1 600 лет).

При вычислениях будем использовать следующие константы: $\varkappa = 1.152 \times 10^{10}$ м$^{3/2} \cdot$ с$^{-1}$, 1 а. е. $= 1.495978707 \times 10^{11}$ м, 1 год $= 365.25$ сут., 1 сут. $= 86\,400$ с. Элементы орбиты и теплофизические характеристики Торо приведены в табл. 1. Альбедо Бонда вычислим по формуле $A = p_V\ (0.290 + 0.684\ G) = 0.04748 \pm 0.011$ [5], где p_V — геометрическое альбедо; G — наклонный параметр. Результаты вычислений приведены в табл. 2, получено хорошее согласие с другими работами.

Таблица 1. Элементы орбиты и теплофизические характеристики астероида 1685 Toro

Параметр	Значение	Источник	Параметр	Значение	Источник
a	1.367586471667151а. е.	[6]	ρ	2500 кг·м$^{-3}$	[7]
e	0.4358371102560366	[6]	Г	260^{+140}_{-110} Дж·м$^{-2}$с$^{-1/2}$К$^{-1}$	[7]
P_{rev}	584.1583930934321 сут	[6]	C	680 Дж·кг$^{-1}$К$^{-1}$	[2]
P_{rot}	$10.19782 \pm 3 \times 10^{-5}$ч	[7]	ϵ	0.9	[8]
γ	$161 \pm 6°$	[7]	p_V	0.13 ± 0.03	[7]
R	1750^{+150}_{-200} м	[7]	G	0.11	[7]

Таблица 2. Параметры, дрейфы эксцентриситета и большой полуоси за 1 млн лет (Мл). Для сравнения: параметр A_2' и дрейф большой полуоси da/dt' из различных источников

A_1, 10^{-15} а. е./сут.^{2}	A_2, 10^{-15} а. е./сут.^{2}	A_2', 10^{-15} а. е./сут.^{2}	$\|t_1\|$, Мл	$de/dt \pm 1\sigma$, 10^{-6} Мл$^{-1}$	$da/dt \pm 1\sigma$, 10^{-4} а. е./Мл	$da/dt' \pm 1\sigma$, 10^{-4} а. е./Мл
$7.96229^{+2.72}_{-3.48}$	$-3.24047^{+0.42}_{-0.57}$	-2.95 ± 0.62 [9] -3.09965 ± 0.6952 [6] -3.76 ± 0.84 [11]	6754	$-9.86928710^{+1.74}_{-1.28}$	$-1.45^{+0.26}_{-0.19}$	-1.38 ± 0.32 [7] -1.57 ± 0.4 [10] -1.68 ± 0.38 [11]

Наличие возмущающего ускорения влияет также и на среднюю аномалию. С помощью последнего уравнения (2) мы нашли, что за 1 000 P_{rev} (1 600 лет) отклонение средней аномалии от невозмущенного значения составит от 2.50 до 3.28 угловых минут с учетом неопределенностей параметров A_1, A_2, которые определялись путем варьирования теплофизических параметров в пределах их ошибок. В результате астероид отклонится от невозмущенного положения на расстояние от 143 до 188 тыс. км. За этот период эксцентриситет изменится на $de = (-1.578327374352^{+0.28}_{-0.21}) \times 10^{-8}$, а большая полуось — на $da = (-2.32^{+0.41}_{-0.30}) \times 10^{-7}$ а. е.

Заключение

Предлагается простой способ вычисления негравитационных параметров на основе линейной модели силы Ярковского для сферических астероидов [1] и уравнений [2, формулы (12)] для компонентов этой силы в системе отсчета, связанной с радиусом-вектором. Для астероида 1685 Toro (1948 OA) предложенным способом вычислены значения компонентов возмущающего ускорения Ярковского, используя теплофизические характеристики Торо.

Также для Торо найдены дрейфы эксцентриситета, большой полуоси и средней аномалии и оценено смещение относительно невозмущенного положения за 1 000 оборотов вокруг Солнца с помощью аналитического решения осредненных уравнений движения астероида в центральном поле тяготения при наличии возмущающего ускорения, обратно пропорционального квадрату расстояния от Солнца, в системе отсчета, связанной с радиусом-вектором.

Библиографические ссылки

[1] *Vokrouhlický D.* A complete linear model for the Yarkovsky thermal force on spherical asteroid fragments // Astron. Astrophys. — 1999. — Vol. 344. — P. 362—366.

[2] *Xu Y.-B., Zhou L.-Y., Lhotka C., Ip W.-H.* Asteroid migration due to the Yarkovsky effect and the distribution of the Eos family // Mon. Not. R. Astron. Soc. — 2020. — Vol. 493, № 1. — P. 1447—1460.

[3] *Санникова Т. Н., Холшевников К. В.* Осредненные уравнения движения при возмущающем ускорении, меняющемся по закону обратных квадратов // Астрон. журн. — 2019. — Т. 96, № 5. — С. 418—430.

[4] *Санникова Т. Н., Холшевников К. В.* Движение в центральном поле при возмущающем ускорении, изменяющемся по закону обратных квадратов, в системе отсчета, связанной с радиусом-вектором // Астрон. журн. — 2020. — Т. 97, № 9. — С. 747—753.

[5] *Muinonen K., Belskaya I. N., Cellino A. et al.* A three-parameter magnitude phase function for asteroids // Icarus. — 2010. — Vol. 209, № 2. — P. 542—555.

[6] *NASA Jet Propulsion Laboratory.* JPL Small-Body Database Search Engine. — https://ssd.jpl.nasa.gov/sbdb_query.cgi (дата обращения: 05.11.2020).

[7] *Ďurech J., Vokrouhlický D., Pravec P. et al.* YORP and Yarkovsky effects in asteroids (1685) Toro, (2100) Ra-Shalom, (3103) Eger, and (161989) Cacus // Astron. Astrophys. — 2018. — Vol. 609. — P. A86.

[8] *Ďurech J., Delbó M., Carry B. et al.* Asteroid shapes and thermal properties from combined optical and mid-infrared photometry inversion // Astron. Astrophys. — 2017. — Vol. 604. — P. A27.

[9] *Tardioli C., Farnocchia D., Rozitis B. et al.* Constraints on the near-Earth asteroid obliquity distribution from the Yarkovsky effect // Astron. Astrophys. — 2017. — Vol. 608. — P. A61.

[10] *Greenberg A. H., Margot J. L., Verma A. K. et al.* Yarkovsky Drift Detections for 247 Near-Earth Asteroids // Astron. J. — 2020. — Vol. 159, № 3. — P. 92.

[11] *Del Vigna A., Faggioli L., Milani A. et al.* Detecting the Yarkovsky effect among near-Earth asteroids from astrometric data // Astron. Astrophys. — 2018. — Vol. 617. — P. A61.